

# Светоиндуцированная динамика и фемтосекундное возбуждение фононных мод в сегнетоэлектрике-полупроводнике $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

К. А. Брехов<sup>+1)</sup>, К. А. Гришунин<sup>+</sup>, Д. В. Афанасьев\*, С. В. Семин<sup>+\*</sup>, Н. Э. Шерстюк<sup>+</sup>, Г. Х. Китаева\*,  
Е. Д. Мишина<sup>+</sup>, Т. Расинг<sup>×2)</sup>, А. В. Кимель<sup>+×2)</sup>

<sup>+</sup>Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники и электроники (МИРЭА),  
119454 Москва, Россия

\*Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>×</sup>Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Heijendaalseweg 135 6525 AJ Nijmegen, Netherlands

Поступила в редакцию 14 июля 2015 г.

После переработки 28 июля 2015 г.

Методом оптической накачки-зондирования исследована сверхбыстрая динамика электронов и фононов, возбуждаемая фемтосекундным лазерным импульсом в монокристаллах сегнетоэлектрика-полупроводника  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . Показана возможность возбуждения в данном сегнетоэлектрике мягкой моды в области фазового перехода, который возникает под действием лазерного излучения.

DOI: 10.7868/S0370274X15180101

**Введение.** Исследования последних лет показали, что применение лазерных импульсов длительностью порядка сотни фемтосекунд является одним из наиболее эффективных способов быстрых возбуждений в физике конденсированного состояния. Экспериментальные исследования, позволяющие изучать отклик среды на такие сверхбыстрые возбуждения, привлекают все больший интерес в самых различных областях современной науки. Наибольшую популярность эти исследования приобрели в физике полупроводников, где короткие лазерные импульсы позволили получить важную информацию о сверхбыстрой динамике носителей заряда и спинов в состояниях, далеких от равновесного [1].

Исследования светоиндуцированных неравновесных процессов в магнитоупорядоченных средах, в которых свет способен изменить существующий магнитный порядок за предельно короткие времена, начались относительно недавно, но практически сразу вызвали огромный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения [2]. Первые эксперименты по сверхбыстрому магнетизму, проведенные Beaupre и соавторами [3], показали, что возбуждение металлической пленки ферромагнитного Ni лазерным импульсом длительностью 60 фс приводит к разрушению магнитного порядка на временах порядка 1 пс. Это намного короче, чем ожида-

емое время размагничивания, которое, как считалось на тот момент, должно определяться временем спин-решеточного взаимодействия и временем установления термодинамического равновесия в твердом теле (оба времени порядка 100 пс) [4]. Наблюдение сверхбыстрого размагничивания, вызвав огромный интерес как среди экспериментаторов, так и среди теоретиков, положило начало новой области сверхбыстрого магнетизма [5]. Вскоре после первых экспериментов по сверхбыстрому размагничиванию было показано, что свет может вызывать колебания спинов на частоте магнитного резонанса [6–8]. Хотя в этих экспериментах наблюдаемые амплитуды осцилляций не превышали нескольких градусов, за последние несколько лет было продемонстрировано, что они могут быть заметно усилены вблизи фазового перехода при их соответствии мягкой моде такого фазового перехода [9]. Наконец, было показано, что фемтосекундное лазерное возбуждение способно вызвать переориентацию спинов на 90 градусов [10] или даже на 180 градусов [11]. Таким образом, была продемонстрирована запись информации исключительно с помощью короткого лазерного импульса за рекордно короткие времена [12].

Интересно, что несмотря на очевидные аналогии между магнитоупорядоченными и сегнетоэлектрическими материалами, проблема сверхбыстрого переключения параметра порядка в последних обсуждалась очень мало. Например, самое быстрое переключение, которое наблюдалось эксперименталь-

<sup>1)</sup>e-mail: brekhov\_ka@mail.ru

<sup>2)</sup>Th. Rasing, A. V. Kimel

но, было реализовано при помощи генератора коротких импульсов электрического поля на основе фотопроводящего переключателя [13]. Такое переключение достигало лишь 200 пс, что поднимает очевидный вопрос о возможности ускорения переключения электрической поляризации в сегнетоэлектриках и перспективах записи информации в сегнетоэлектрике с помощью света. Класс сегнетоэлектриков-полупроводников представляет для таких исследований огромный интерес. Для этих материалов даже в экспериментах с малыми интенсивностями было показано, что благодаря экранировке электрической поляризации фотонносителями оптическая накачка способна эффективно разрушать сегнетоэлектрический порядок, вызывая тем самым фазовый переход порядок-беспорядок. По аналогии с исследованиями по сверхбыстрому управлению магнитным порядком с помощью света следующим шагом в развитии опто-сегнетоэлектричества является исследование возможности фемтосекундного лазерного возбуждения в таких сегнетоэлектриках мягкой фононной моды.

В настоящей работе изучались возбуждение с помощью фемтосекундных лазерных импульсов и динамика фононных мод в сегнетоэлектрике-полупроводнике  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ . Было показано, что свет способен возбуждать в этом материале две фононные моды. Одна из них соответствует акустическому фонону, в то время как другая качественно совпадает с поведением мягкой моды в этом сегнетоэлектрике [14]. Интересно, что после возбуждения высокочастотных осцилляций их частота заметно меняется, “размягчаясь” на временах порядка 10 пс. Такое поведение может свидетельствовать о фазовом переходе в сегнетоэлектрике, который инициируется фемтосекундным лазерным импульсом и развивается на пикосекундных временах.

**Экспериментальная установка. Методика эксперимента.** Для исследований использовался монокристалл гипотиодифосфата олова  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  толщиной 3.88 мм. Этот материал является одним из наиболее перспективных в классе сегнетоэлектриков-полупроводников и испытывает фазовый переход второго рода типа смещения в параэлектрическую фазу при температуре  $T_c = 337$  К [15]. При комнатной температуре  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  является сегнетоэлектриком с моноклинной точечной группой симметрии  $m$ . В проводимом нами эксперименте исследуемая поверхность образца совпадала с кристаллографической плоскостью [010]. Одновременно этот материал проявляет свойства полупроводника с шириной запрещенной зоны  $E_g = 2.5$  эВ. В частности, в ра-

боте [16] было показано, что для электромагнитного излучения с энергией фотонов меньше 2.5 эВ коэффициент поглощения в этом материале крайне мал ( $\leq 3 \text{ см}^{-1}$ ). В то же время при энергиях выше 2.5 эВ поглощение быстро возрастает, достигая величин порядка  $10^5 \text{ см}^{-1}$ . Такое поведение характерно для полупроводниковых материалов, так же как и явление фотопроводимости, которое для  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  изучалось в работах [16, 17].

Диаграмма энергетических уровней  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  приведена на рис. 1 [16]. Отметим, что зона проводимости

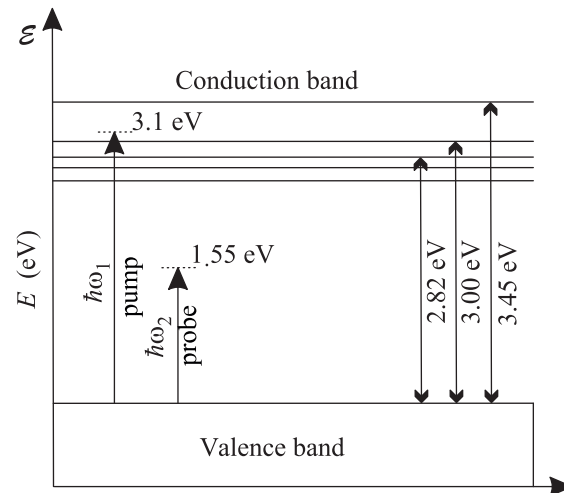


Рис. 1. Энергетическая диаграмма кристалла  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  [16]

сти состоит из нескольких узких подзон. В работе [18] было показано, что такой полупроводник характеризуется достаточно малой подвижностью носителей как в зоне проводимости, так и в валентной зоне. Утверждалось, что благодаря ионам  $\text{Sn}^+$ , играющим роль акцептора, нелегированный  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  является полупроводником  $p$ -типа при комнатной температуре [19].

Для исследования возбуждения фононных мод в кристалле  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  использовалась методика оптической накачки-зондирования. Схема экспериментальной установки аналогична схеме, приведенной в работе [20]. В качестве источника излучения использовались импульсы, сгенерированные твердотельным лазером на кристалле сапфира, допированного ионами титана. Центральная длина волны излучения такого лазера составляла 800 нм. Далее излучение проходило через усилитель и компрессор так, что в итоге получалась последовательность лазерных импульсов с длительностью каждого импульса 50–60 фс и с частотой повторения 250 кГц. После этого излучение разделялось светоделителем между каналом зонди-

рующего излучения и каналом накачки в соотношении 3:7.

Спектр луча накачки мог перестраиваться с помощью оптического параметрического усилителя. Излучение накачки с длиной волны 400 нм (энергия фотона 3.1 эВ), проходя через линию задержки и поляризационную систему, состоящую из поляризатора и двух полуволновых пластинок ( $\lambda/2$ ), фокусировалось на поверхность образца. Такая схема использовалась для плавной настройки интенсивности и поляризации луча накачки. Луч накачки падал на образец параллельно нормали к поверхности образца.

Центральная длина волны зондирующего импульса была выбрана равной 800 нм (энергия фотона 1.55 эВ). Поляризация обоих лучей была линейной. Угол падения зондирующего луча составлял 45 град. Отраженный зондирующий луч направлялся на балансный фотодетектор. Такой детектор позволяет одновременно измерять полную интенсивность отраженного света, а также поворот его плоскости поляризации. Для улучшения соотношения сигнал-шум был использован оптомеханический прерыватель, модулирующий интенсивность луча накачки, в комбинации с синхронным детектором.

**Измерение фотоиндуцированного отражения и интерпретация результатов.** Для исследования изотропных вкладов в светоиндуцированную динамику сегнетоэлектрика проводились измерения интенсивности отраженного луча зондирования как функции времени задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами в двух временных диапазонах: до 4 пс и до 500 пс.

Результаты первого эксперимента приведены на рис. 2. Видно, что возбуждение полупроводника фотонами с энергией 3.1 эВ приводит к резкому изменению интенсивности отраженного света с энергией фотонов 1.55 эВ. Изменения происходят на временах порядка длительности импульса. Далее фотоиндуцированный сигнал релаксирует по экспоненциальному закону. Для получения количественного описания наблюдаемой релаксации была проведена аппроксимация экспериментальных данных на основе подхода, разработанного ранее для описания аналогичных процессов в прямозонных проводниках [21]. В частности, использовалась функция

$$y = A \exp\left(\frac{w^2}{\tau_1^2} - \frac{\tau_d}{\tau_1}\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{w}{\tau_1} - \frac{\tau_d}{2w}\right)\right] + B \exp\left(\frac{w^2}{\tau_2^2} - \frac{\tau_d}{\tau_2}\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{w}{\tau_2} - \frac{\tau_d}{2w}\right)\right], \quad (1)$$

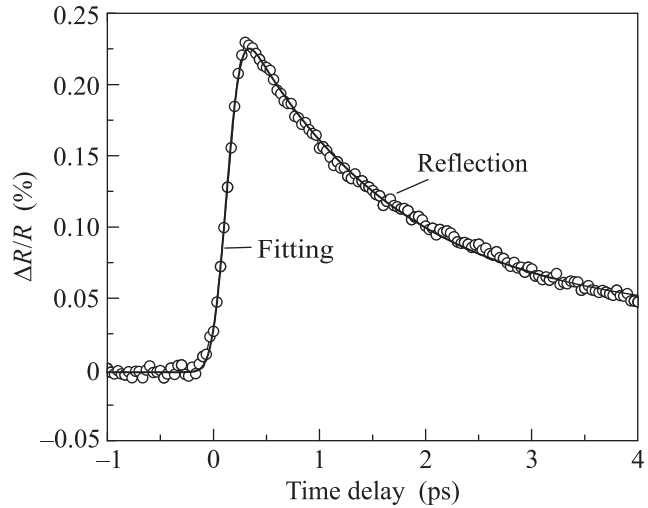


Рис. 2. Зависимость интенсивности отраженного луча зондирования от времени задержки между импульсами. Сплошная линия – аппроксимация в рамках выбранной модели

где  $\tau_d$  – время задержки между импульсами,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  – времена релаксации,  $A$  и  $B$  – амплитуды,  $w$  – ширина импульса.

На рис. 2 приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных при помощи уравнения (1) для случая, когда характерное время экспоненциального затухания составляет  $\tau_1 = 1.62 \pm 0.03$  пс и  $\tau_2 \gg 10$  пс.

Результаты второго эксперимента показаны на рис. 3. Видно, что на временах задержки более 100 пс первоначальная релаксация завершена и сигнал осциллирует вокруг установившегося значения  $\Delta R/R$ . При увеличении мощности накачки амплитуда осцилляций линейно возрастает, что отражено на вставке к рис. 3. Период этих осцилляций позволяет предполагать генерацию в кристалле акустического фонона. Кроме того, из рис. 3 видно, что в пределах исследованного диапазона временных задержек амплитуда осцилляций нарастает со временем. Такое нарастание представляет большой интерес с точки зрения исследования процессов, инициированных лазерным импульсом в среде, и требует отдельного рассмотрения.

Для интерпретации динамики заметим, что накачка эффективно переносит электроны из валентной зоны в зону проводимости. При этом энергия фотонов зондирования заметно меньше энергии запрещенной зоны. В самом общем случае фотоиндуцированное изменение отражения  $\Delta R/R$  может быть записано в виде

$$\Delta R/R = \beta_r \Delta \varepsilon_r + \beta_i \Delta \varepsilon_i, \quad (2)$$

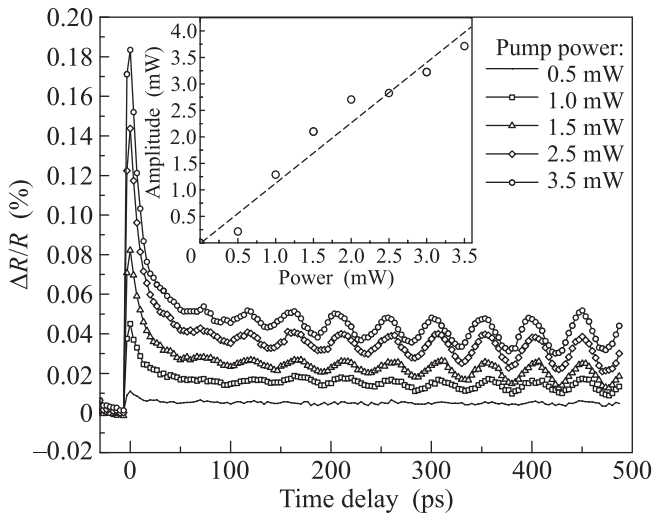


Рис. 3. Зависимости интенсивности отраженного луча зондирования от времени задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами для различных мощностей накачки. На вставке приведена зависимость амплитуды осцилляций от мощности накачки для времени задержки 450 пс

где  $\beta_r$  и  $\beta_i$  – так называемые коэффициенты Серафина, а  $\Delta\varepsilon_r$  и  $\Delta\varepsilon_i$  – светоиндуцированные изменения вещественной и мнимой частей тензора диэлектрической проницаемости. Если, как в нашем случае, поглощение для фотонов зондирования мало, то изменение отражения определяется в основном действительной частью тензора диэлектрической проницаемости, т.е.  $\Delta R/R \sim \Delta\varepsilon_R$ , где  $\Delta\varepsilon_R = f/(E_G^2 - E^2)$ ,  $f$  характеризует силу осциллятора межзонных переходов,  $E_G$  – ширина запрещенной зоны, а  $E$  – энергия фотонов зондирования [22]. Следовательно, изменение  $\varepsilon_R$ , вызванное незначительным внешним воздействием, может быть напрямую связано с изменением или  $f$ , или  $E_G$ . Таким образом,

$$\Delta R/R \sim \Delta\varepsilon_R = \frac{\Delta f}{E_G^2 - E^2} - \frac{2fE_G}{(E_G^2 - E^2)^2} \Delta E_G. \quad (3)$$

Для однозначного разделения вкладов, связанных со светоиндуцированной динамикой силы осциллятора и шириной запрещенной зоны, необходимы измерения для разных энергий фотонов зондирующего излучения. Это представляется интересной задачей для дальнейших исследований. Тем не менее следует отметить, что при анализе взаимодействия коротких лазерных импульсов с твердыми телами ренормализация электронной структуры обычно считается поправкой. Часто описание таких эффектов требует учета многочастичных взаимодействий, а также ввода новых членов в оптические

уравнения Блоха [21, 23]. Доминирующим в выражении для фотоиндуцированного отражения обычно является член, связанный с изменением силы осциллятора. Динамика релаксации вклада должна определяться временами термализации носителей в валентной зоне и зоне проводимости и временем рекомбинации носителей из зоны проводимости в валентную зону. В работе [16] утверждалось, что рекомбинация происходит на временах порядка наносекунд. Таким образом, время релаксации  $\tau_2$  соответствует времени рекомбинации из зоны проводимости в валентную зону, а время  $\tau_1$  следует отнести ко времени термализации, т.е. к перераспределению возбужденных электронов между зонами проводимости согласно термодинамическому распределению.

Для интерпретации полученных результатов были выделены осцилляции интенсивности отраженного луча путем дифференцирования временных зависимостей, представленных на рис. 3 (рис. 4а). На рис. 4б приведен спектр осцилляций.

Видно, что осцилляции имеют частоту 20.5 ГГц и характеризуются крайне малой шириной линии. Показательно, что ширина линии не меняется при увеличении мощности оптической накачки. Факт малой ширины линии также является характерной чертой экспериментального проявления акустических фононов в экспериментах по схеме накачки–зондирования [24]. Полученная частота колебаний согласуется с частотой акустического фонона с волновым вектором

$$\mathbf{k}_{ph} = \mathbf{k}_{\text{probe}} - \mathbf{k}_{\text{probe}}^R,$$

где  $\mathbf{k}_{\text{probe}}$  – волновой вектор падающего зондирующего излучения,  $\mathbf{k}_{ph}$  – волновой вектор возбуждаемого фонона,  $\mathbf{k}_{\text{probe}}^R$  – волновой вектор отраженного зондирующего излучения. Пренебрегая потерями на отражение, запишем величину этого вектора в виде

$$k_{ph} \approx 2k_{\text{probe}} \cos \varphi,$$

где  $\mathbf{k}_{\text{probe}} = 2\pi n_{\text{probe}}/\lambda_{\text{probe}}$ ,  $\lambda_{\text{probe}}$  – центральная длина волны импульса накачки,  $n_{\text{probe}}$  – показатель преломления кристалла на этой длине волны,  $\varphi$  – угол между лучом накачки, падающим на кристалл нормально, и зондирующим лучом внутри кристалла,  $n_{\text{probe}} \sin \varphi = \sin 45^\circ$ . Следуя работам [25, 26], частоту акустического фонона можно выразить как

$$\Omega = \frac{2n_{\text{probe}}}{\lambda_{\text{probe}}} v_{\text{sound}} \cos \left[ \arcsin \left( \frac{1}{\sqrt{2}n_{\text{probe}}} \right) \right], \quad (4)$$

где  $\Omega$  – частота акустического фонона в Гц,  $v_{\text{sound}}$  – скорость звука в кристалле. Принимая  $v_{\text{sound}} = 3 \times$

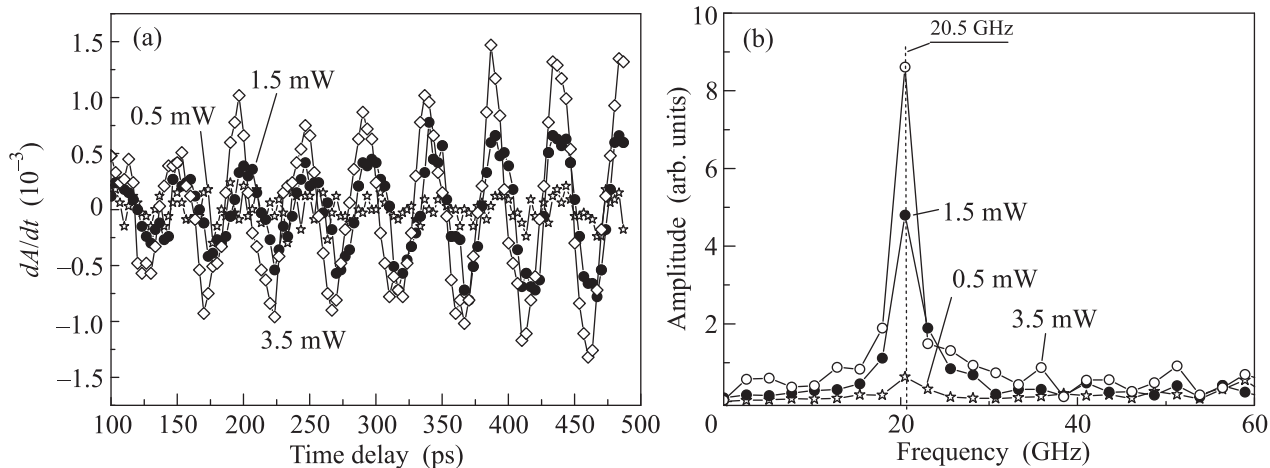


Рис. 4. (a) – Производная осцилляций интенсивности отраженного луча зондирования для различных мощностей накачки. (b) – Преобразование Фурье для производной осцилляций интенсивности отраженного луча

$\times 10^3$  м/с [15],  $\lambda_{\text{probe}} = 800$  нм и  $n_{\text{probe}} = 2.93$  [27], оценим величину волнового вектора фона как  $k_{ph} = 4.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ , а частоту фона – как  $\Omega \approx 21.3$  ГГц, что хорошо согласуется с частотой, наблюдаемой в эксперименте.

Нарастание со временем амплитуды акустического фона может сопровождать процессы образования в кристалле фоторефрактивных неоднородностей, локализованных поляронных состояний, а также светоиндуцированного переключения поляризации. Кроме того, этот процесс может быть объяснен тривиальным эффектом биений высокочастотных колебаний на двух очень близких частотах. Из-за очень низкой симметрии кристалла в эксперименте благодаря двулучепреломлению как света, так и звука в образце могут проявиться не одна, а две фонные моды. Поскольку обыкновенные и необыкновенные звуковые и оптические волны распространяются с разными скоростями, в данном эксперименте условие (4), полученное для изотропной среды, может удовлетворяться более чем для одной частоты. Из рис. 3 видно, что за время порядка 10 периодов проявляется порядка 1/4 периода биений. Это говорит о том, что для такого нарастания осцилляций достаточно иметь две частоты, отличающиеся друг от друга менее чем на 3%.

**Измерение фотоиндуцированного двулучепреломления и интерпретация результатов.** Для исследований влияния светоиндуцированных процессов на изменения анизотропии сегнетоэлектрика и динамику этих изменений проводились измерения поворота плоскости поляризации луча зондирования как функции времени задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами. Ожидается, что

такие измерения способны выявить факт сверхбыстрого возбуждения мягкой моды в сегнетоэлектриках и позволяют изучить динамику сегнетоэлектрического параметра порядка с субпикосекундным разрешением.

Действительно, если  $\mathbf{P}$  – сегнетоэлектрическая поляризация, то оптическое детектирование параметра порядка в сегнетоэлектриках возможно за счет квадратичных по  $\mathbf{P}$  вкладов в симметричную часть тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ij}^{(s)} = \varepsilon_{ji}^{(s)}$ . В этом случае [28]

$$\varepsilon_{ij}^{(s)} = \varepsilon_{ij}^{(s)}(0) + \chi_{ijkl} P_k P_l.$$

Очевидно, что в приближении однодоменного сегнетоэлектрика малое изменение параметра порядка  $\delta P_l$  приведет к изменению симметричной части тензора диэлектрической проницаемости

$$\delta \varepsilon_{ij}^{(s)} = \chi_{ijll} P_l P_l.$$

Такое изменение не всегда можно детектировать, измеряя полную интенсивность, но легко отследить в повороте плоскости поляризации отраженного света. Если входная поляризация света параллельна одной из кристаллографических осей (например, оси  $x$ ), то динамика параметра порядка в сегнетоэлектрике должна сопровождаться поворотом плоскости поляризации отраженного света на угол  $\alpha$ . Если оси  $x$  и  $y$  лежат в плоскости образца, то для случая нормального падения в пренебрежении поглощением выражение для поворота плоскости поляризации приобретает простой вид [29]:

$$\alpha = \frac{\varepsilon_{xy}}{(\varepsilon_{xx} - 1)\sqrt{\varepsilon_{xx}}},$$

где в выбранной системе координат компонента  $\varepsilon_{xy}$  равна нулю в отсутствие лазерного возбуждения и может стать отличной от нуля в результате светоиндуцированной динамики решетки.

На рис. 5 приведена зависимость величины угла поворота плоскости поляризации отраженного излу-

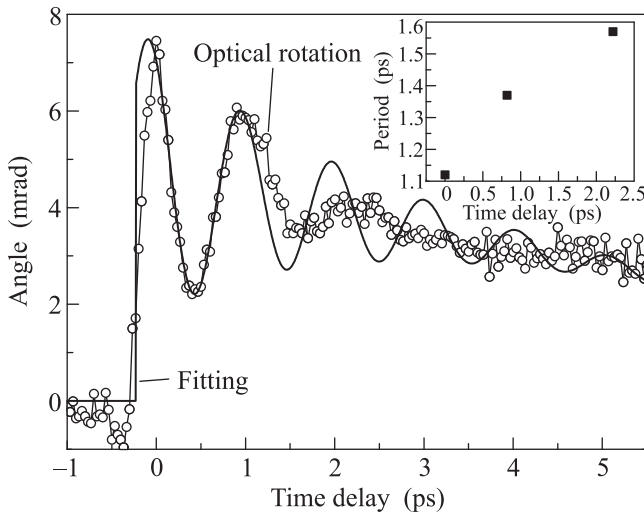


Рис. 5. Зависимость угла поворота плоскости поляризации отраженного луча зондирования от времени задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами. На вставке представлена зависимость периода осцилляции от времени задержки.

чения от времени задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами. Исследования проводились во временном диапазоне до 5.5 пс. На графике видны быстро затухающие осцилляции, частота которых соответствует частоте мягкой моды, обладающей, согласно [15], симметрией  $B_u$ . Установление механизма возбуждения оптического фонона (рамановского, типа смещения, параметрического и других, представленных в обзорах [30–32]) часто, особенно в кристаллах с очень низкой симметрией, является трудноразрешимой задачей [31]. Интересно, что попытка аппроксимации этих осцилляций затухающей синусоидальной функцией дает удовлетворительный результат только на коротких временах задержки. Сплошной линией на рисунке изображена аппроксимация с постоянным периодом, совпадающим с периодом первого колебания. Частота этого колебания равна 0.89 ТГц, что является характерной частотой мягкой моды в рассматриваемом сегнетоэлектрике-полупроводнике. Из сравнения результата аппроксимации и экспериментальных данных видно, что частота, наблюдаемая в эксперименте, заметно уменьшается со временем. Так, частота второго колебания приблизительно равна 0.75 ТГц.

Рис. 5 демонстрирует, что частота возбужденных высокочастотных осцилляций изменяется, “размягчаясь” на временах порядка 10 пс. Такое поведение может свидетельствовать о фазовом переходе в сегнетоэлектрике, который инициируется фемтосекундным лазерным импульсом. Альтернативным объяснением может служить тот факт, что фотоиндуцированные носители изменяют потенциал, в котором происходит движение атомов, и также могут привести к изменению частоты фононов. Рекомбинация и другие процессы термализации фотоиндуцированных носителей, как показано, например, в работах [33, 34], могут привести к изменению частоты фононов во времени. Интересным вопросом является влияние такого фотоиндуцированного изменения потенциала, в котором происходит движение атомов, на температуру фазового перехода сегнетоэлектрик-параэлектрик. Чем ниже частота мягкой моды, тем выше восприимчивость электрической поляризации к внешнему электрическому полю. Согласно теории Ландау такое увеличение восприимчивости должно свидетельствовать о приближении к точке фазового перехода.

**Заключение.** Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована возможность возбуждения в монокристалле  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  двух фононных мод: моды с частотой 20.5 ТГц, соответствующей акустическому фонону, и моды с частотой 0.89 ТГц, параметры которой соответствуют параметрам мягкой моды в данном сегнетоэлектрике. Аналогично мягкой моде наблюдаемые высокочастотные осцилляции характеризуются быстрым затуханием.

Показано, что после возбуждения высокочастотных осцилляций их частота заметно меняется, “размягчаясь” на временах порядка 10 пс. Такое поведение может свидетельствовать о фазовом переходе в сегнетоэлектрике, который инициируется фемтосекундным лазерным импульсом и развивается на пикосекундных временах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант # 14.Z50.31.0034), рамочной программы ЕС (FP7/2007-2013) # 257280 (Femtomagnetism) и # 339813 (Exchange), РФФИ (грант # 14-22-02091), а также фонда для фундаментальных исследований материалов (FOM), финансируемого Нидерландской организацией научных исследований (NWO).

1. J. Shah, *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*, Springer, Berlin, Heidelberg (1999), v. 115, p. 21.

2. J. Stöhr and H.C. Siegmann, *Magnetism: From fundamentals to nanoscale dynamics*, Springer Series in Solid-State Sciences (2006), v. 152, p. 1.
3. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
4. М.Б. Агранат, С.И. Анисимов, С.И. Ашитков, А.Б. Грановский, А.В. Кириллин, П.С. Кондратенко, В.Е. Фортов, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 904 (1998).
5. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and T. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
6. G. Ju, A.V. Nurmikko, R.F.C. Farrow, R.F. Marks, M.J. Carey, and B.A. Gurney, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3705 (1999).
7. M. van Kampen, C. Jozsa, J.T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W.J.M. de Jonge, and B. Koopmans, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 227201 (2002).
8. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and Th. Rasing, *Nature* **435**, 655 (2005).
9. Е.Г. Галкина, И.Ю. Михайлов, Б.А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 792 (2011).
10. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, *Nature* **429**, 850 (2004).
11. C.D. Stanciu, F. Hansteen, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
12. K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 117201 (2009).
13. J. Li, B. Nagaraj, H. Liang, W. Cao, Chi.H. Lee, and R. Ramesh, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1174 (2004).
14. S.W.H. Eijt, R. Currat, J.E. Lorenzo, P. Saint-Gregoire, B. Hennion, and Yu.M. Vysochanskii, *Eur. Phys. J. B* **5**, 169 (1998).
15. R.M. Yevych and Yu.M. Vysochanskii, *Cond. Mat. Phys.* **11**, 417 (2008).
16. R.V. Gamernyk, Yu.P. Gnatenko, P.M. Bukivsiy, P.A. Skubenko, and V. Yu. Slivka, *J. Phys. Cond. Mat.* **18**, 5323 (2006).
17. A.A. Grabar, *Ferroelectrics* **192**, 155 (1997).
18. R. Enjalbert, J. Galy, Yu.M. Vysochanskii, A. Ouedraogo, and P. Saint-Gregoire, *Eur. Phys. J. B* **8**, 169 (1999).
19. Y. Vysochanskii, K. Glukhov, M.M. Major, K. Fedyo, A. Kohutych, V. Betsa, I. Prits, and M. Gurzan, *Ferroelectrics* **418**, 124 (2011).
20. R. Medapalli, I. Razdolski, M. Savoini, A.R. Khorsand, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, Th. Rasing, A.M. Kalashnikova, A. Tsukamoto, and A. Itoh, *Phys. Rev. B* **86**, 054442 (2012).
21. A.V. Kimel, F. Bentivegna, V.N. Gridnev, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **63**, 235201 (2001).
22. R.R. Subkhangulov, A.B. Henriques, P.H.O. Rappl, E. Abramof, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Sci. Rep.* **4**, 4368 (2014).
23. D. Bossini, D. Malik, B. Redlich, A.F.G. van der Meer, R.V. Pisarev, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. B* **87**, 085101 (2013).
24. D. Afanasiev, I. Razdolski, K.M. Skibinsky, D. Bolotin, S.V. Yagupov, M.B. Strugatsky, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 147403 (2014).
25. Д.В. Сивухин, *Общий курс физики. Атомная физика*, Наука, М. (1986), т. 5, гл. 7, с. 365.
26. C. Thomsen, H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Таус, *Phys. Rev. B* **34**, 4129 (1986).
27. А.А. Грабар, Ю.М. Высочанский, С.И. Перечинский, *ФТТ* **26**, 3469 (1984).
28. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, *Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред*, Наука, М. (1982), т. 8, гл. 2, с. 117.
29. I. Razdolski, V.L. Krutyanskiy, T.V. Murzina, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. B* **89**, 064306 (2014).
30. P. Ruello and V.E. Gusev, *Ultrasonics* **56**, 21 (2015).
31. R. Merlin, *Sol. Stat. Comm.* **102**(2,3), 207 (1997).
32. О.В. Мисочко, *ЖЭТФ* **119**, 285 (2001).
33. É.D. Murray, D.M. Fritz, J.K. Wahlstrand, S. Fahy, and D.A. Reis, *Phys. Rev. B* **72**, 060301(R) (2005).
34. O.V. Misochko, J. Flock, and T. Dekorsy, *Phys. Rev. B* **91**, 174303 (2015).